

彗星

1. 力学進化と統計

藪 下 信*

1. はじめに

本誌編集部から彗星について総説を書くよう依頼を受けてからかなり時間が経過した。Quart. Journ. 24, 430 (1983)にも書いた許りなので、同じようなものは書いてもあまり意味はないと思っていたが、再度依頼を受けたので、どちらかといえば主観的な立場で書かせて貰うことにした。

彗星といっても、私は観測や物理的モデルについて書くのではなく、力学的進化、統計、起源というような問題から導かれる彗星像に重点を置くことにする。

過去十数年間に、彗星についての理解は非常に深まったといってよい。従来は彗星はあくまで太陽系内の現象としてしか考えられていなかったが、いまでは彗星は太陽系と銀河とを結びつける媒介として考えられている。さらに定期的におこる生物大絶滅や、氷河期の引金、さらには大陸移動の引金であるとする研究者もいる。彗星の役割はいろいろな角度から見直されなければならない。

2. 惑星による摂動

さて彗星の力学に影響を与える要因として、惑星（主として木星・土星）、恒星、それに巨大分子雲がある。ここではまず惑星による摂動から考えてみたい。

彗星が発見されると、その観測から軌道が決定される。これは接触軌道要素である。それは6つの量 a (軌道半径)、 q (近日点距離)、 i (傾斜角)、 Ω (昇交点黄経)、 ω (近日点引数)、 T (近日点通過時刻) である。いままで約600個の長周期彗星が発見されている。長周期とは周期200年以上のものを指す。接触軌道要素が定まるとそれをもとに、過去にさかのぼることによって原初軌道が計算される。同じく未来軌道も計算される。未来軌道要素と原動軌道要素の差が摂動であって、それを δ で示す。たとえば、 $1/a$ (これは力学的エネルギーに対応する) については

$$\delta(1/a) = 1/a|_{\text{未来}} - 1/a|_{\text{原初}}$$

である。

これは個々の彗星について計算できる。マースデン・セカニナ・エパーハート (MSE) によって200個の彗星について原初・未来軌道が計算された。

さて個々の彗星について考える限りでは、これですべてが尽されたわけだが、これは問題の手懸りを与えるに過ぎない。毎年約5個の新彗星が発見され、しかも軌道周期は数百万年なので、少なく見積っても、5~600万個の彗星が太陽系に属する。したがって惑星摂動についても重要なのは、個々の彗星について、データではなく、統計量である。

さて1個の惑星による摂動を考えると、例えば

$$\delta(1/a) = f(M_p, q, i, \omega, \Omega, 1/a, \chi - \Omega)$$

のように書ける。ここで M_p は惑星質量、 χ は彗星近日点通過時における惑星の経度を示す。長周期彗星についていえば、放物線は非常に良い近似なので、 $1/a$ は陽には入って来ない、多くの彗星について考えると、 $\omega, \chi - \Omega$ は $[0, 2\pi]$ で一様に分布した値をとると考えて良い。そうすると $\delta(1/a)$ の平均値は零となる。したがって $\delta(1/a)$ の統計的特性は、その分布の標準偏差 $\sigma(\delta(1/a))$ によって与えられる。これは q と i にも依存するが、すべての観測彗星は $q < 3 \sim 4$ AU であるので、 q への依存は小さい。つぎに $\sigma(\delta(1/a))$ の値を示す。

$\sigma = 7.8 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$	$q = 1 \text{ AU}$	}	ヴァン・ウェル
12.8×10^{-4}	4.5		コム
$\sigma = 7.2 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$	$q = 1 \text{ AU}$	}	カー
4.2×10^{-4}	4.5		
$\sigma = 7.4 \times 10^{-4}$	$q = 1.166 \text{ AU}$	}	藪下
5.2×10^{-4}	2.94		
4.6×10^{-4}	5.2		

$$\sigma = (718 - 125.5q + 164c + 9.88q^2 + 282c^2 + 27cq) \times 10^{-6}$$

$$c = \cos i \quad \text{ウエイスマン}$$

ここでウエイスマンの計算を除けば、 i について加重平均をとったものである。他方ケンドールはハレー彗星の過去の摂動に関するデータから、似た結果を得ている ($\sigma = 7.6 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$)。

これ等の結果から惑星による摂動の大きさは、 $1/1500 \text{ AU}^{-1}$ と考えてよい。これに対応するケプラー周期は $(1500)^{3/2} = 58000$ 年である。これが惑星摂動によって力学進化が起こるタイム・スケールの単位である。

なお、他の要素とくに q や i についていえば、これらはほとんど変化を受けない。すなわち、惑星と非常に接近するものでなければ、 q や i の摂動は小さい。別の言い方をすれば、彗星は他の惑星と同じ位の (単位質量あたりの) 角運動量を持ってはいるが、非常に小さいエネルギーしか持たないのだ。

* 京大工 Shin Yabushita: Comets. 1. Dynamical Evolution and Statistics

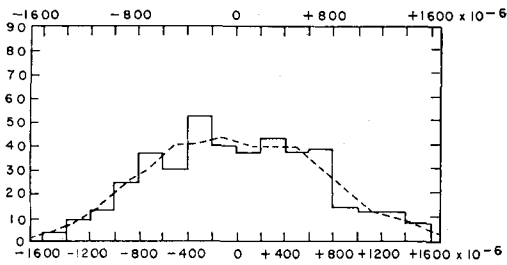


図1 $\delta(1/a)$ のヒストグラム分布. エバーハート・ラグハーンによる400個の彗星の摂動計算による。

それでは q についての依存はどうか？ 近日点が木星の外にでると、 $\sigma(\delta(1/a))$ は急に小さくなり、土星の外にでると、さらに小さくなる。したがって観測彗星が実際には大きい摂動を受ける。遠くにあると考えられる彗星は、惑星による摂動を受けない。 i についていえば、順行軌道の方が逆行軌道よりも大きい摂動を受ける。上に与えた値はこれらを平均化したものであることに注意して欲しい。

3. オールトの彗星雲

1950年オールトは B.A.N. 11, 91 で重要な論文を発表した。これはヴァン・ウエルコムが1948年に議論した彗星の太陽系からの脱出にヒントを得たものだが、この論文でオールトは、太陽系に観測されない彗星が多数所属していること、恒星が彗星の力学に重要な役割を果たすことを指摘した。

まず MSE の計算による原初 $1/a$ のヒストグラム分布を見てみよう。

$1/a$ の値が $0.5 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$ より小さいところに大きなピークがあることに注目して欲しい。これは a に直

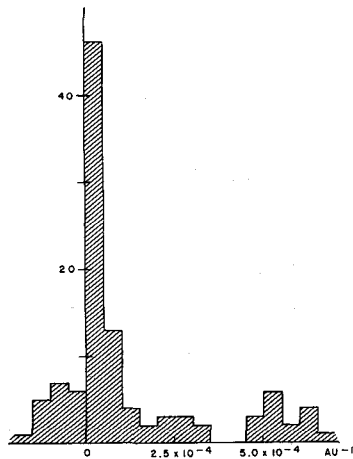


図2 原初 $1/a$ のヒストグラム分布. MSE の値をもとにつくった。

せば、 $2 \times 10^4 \text{ AU}$ 以上の彗星が多数存在していることを示す。 a が大きいものは軌道周期は長く、そのためまれにしか太陽近傍（惑星空間）に来ないことを考えると、実際のピークはもっとするどいものになる。こうして観測データは、 $a \approx 2 \times 10^4 \text{ AU}$ かそれ以上の多数の彗星が太陽系に属していることを示す。これがオールトの彗星雲である。当時19個の原初軌道しか知られていなかったのに、この彗星雲の存在を見抜いたオールトは偉大といわねばならない。しかし注意しなければならないのは、観測データは太陽系の現時点で彗星雲が存在することを示すのみで、これが太陽系形成時以来彗星雲が存在しつづけてきたことを意味するものではない。これは彗星雲は定常か？ という問題に帰着させられ、現在では一つの重要な争点になっている。これについては後で触れる。

さてヴァン・ウエルコムの論文では彗星が惑星摂動によって、太陽系から放出されることが示唆されていたので、この彗星雲もいつかは消滅する運命にある。どのようなメカニズムで新彗星を補給するか？ オールトは恒星による摂動に着目した。

半径 d の球内に、時間 T の間に入ってくる恒星の数は

$$N = 0.97 \left(\frac{d}{8 \times 10^4 \text{ AU}} \right)^2 \left(\frac{T}{10^9 \text{ yr}} \right) \left(\frac{\nu}{0.1} \right) \left(\frac{v}{20 \text{ kms}^{-1}} \right)$$

で与えられる。ただし ν は恒星密度 (parsec^{-3})、 v は速度である。遠日点距離 $Q = a(1+e) \approx 2a$ は $a = 4 \times 10^4 \text{ AU}$ に対しては、 $Q = 8 \times 10^4 \text{ AU}$ となり、そのような彗星は恒星によって強い摂動を受ける。こうして q が大きく、そのため惑星摂動も受けず観測もされない彗星が、観測域 ($q < 3 \sim 4 \text{ AU}$) に引きずり出される。これがオールトの彗星貯蔵庫である。さて詳しい計算によると $q > 18 \text{ AU}$ の彗星は太陽系年齢の間、太陽系にとどまり得る。したがってもしオールトの雲が太陽系形成と同時にできたものとするれば、 $q \approx 15 \text{ AU}$ が貯蔵庫の境界となるだろう。こうして引きずり出されるとき、 $1/a$ の値は殆んど変化を受けない。 $1/a$ の値が $0.5 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$ より小さいものが、オールトのいう新彗星であって、平均的には明かるい。

オールトはこの雲は太陽系形成時につくられ、以後定常的に維持されてきたと主張した。この仮定に立てて計算すると 10^{11} 個前後の彗星が存在しなければならない。

4. 彗星の力学的損失

原初 $1/a$ の分布からも見られる通り、 $1/a$ の値は $0.5 \times 10^{-4} \text{ AU}^{-1}$ より小さいものが圧倒的に多い。一方惑星による $1/a$ の摂動の大きさは $1/1500 \text{ AU}^{-1}$ であって、これの方がずっと大きい、ということは、1回の惑星摂

動での値が負になり、太陽系から失われるものが存在することが示されている。具体的な例としても、1953III, 1957III, 1899I, 1903IV, 1941I, 1975V, 1942IV, 1944IV 等がある。これらの原初軌道はいずれも楕円で、未来軌道は双曲線である。このように、力学的原因で失われる彗星があり、これを力学的損失とよぶ。この割合、いいかえれば、ある時期に彗星が作られたか、あるいは惑星摂動を受けるような軌道に投入されたとき、どれだけ時間が経過したときにどれだけ彗星が残っているかを求める問題が重要となってくる。

ヴァン・ウエルコムはここで一つの仮定をした。それは惑星の摂動 $\delta(1/a)$ は $1/a$ の値そのものに比して小さいとして、拡散方程式をみちびき、筆者はそれから得られる結果を求めた。しかしこれはつぎに触れる酔歩の理論に比べて定量的に異った結果を与えて、よい方法とはいえない。

酔歩の問題としてとらえたのはリトルトンとハマズリーである。ある初期エネルギー $x_0=1/a_0$ で、惑星摂動を受ける軌道に彗星が投入されたとしよう。惑星摂動の結果未来軌道は $x_1=x_0+\xi$, $\xi=\delta(1/a)$ である。個々の彗星について考えれば、 $\xi=\delta(1/a)$ は定まった値をもっているが、数多くの彗星について考えた場合、 ξ はどのような値をとるかを確認することはできない。木星や土星との相対的配位はいろいろに変わるからである。したがって $\delta(1/a)$ としてはある分布をもった確率変数として扱うのが適当といえる。この分布はガウス分布が2重指数分布を用いる。もし $x_1=x_0+\xi$ が負になれば、彗星は太陽系から失われる。失われなければ次の摂動を受ける。こうして、時間 T が経過したのちに、彗星が太陽系に残る確率が求められる。図3はこうして得られた結果を示す。ここで用いられた時間の単位は $\sigma(\delta(1/a))$ に対応するケプラー周期で58,000年である。この結果から、約100単位、すなわち600万年で、90%もの彗星が力学的に失われることが見てとれる。力学的損失の割合は

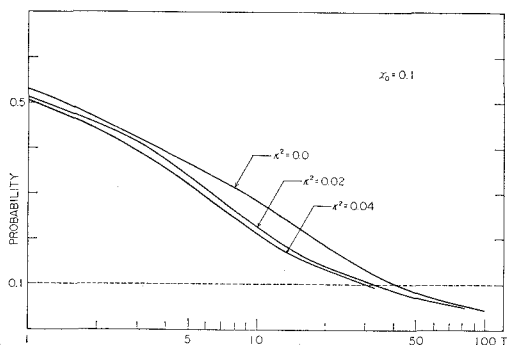


図3 惑星摂動による彗星の力学的損失。 x_0 は $\sigma(\delta(1/a))$ を単位としたときの初期の $1/a$ の値。 κ^2 は崩壊確率。

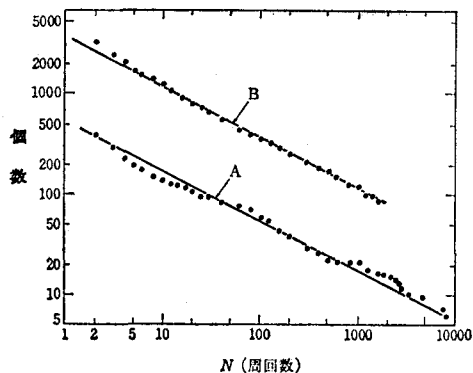


図4 周回数 N 後の生き残り確率。エパーハートによる。

天文学的にいって、非常に速いといわねばならない。

5. $N^{-1/2}$ 法則

上に示した結果は時間 T を通じてみた彗星の脱出の割合である。一方、周回数 N を通じて彗星の損失を考えることもできる。

この問題を考えるにあたって、もっとも自明な方法は仮想的な彗星を多数発生させて、それらがどう振舞うかを計算機を用いて追跡することだろう。エパーハートはこの方法を採用した。上の図はエパーハートの数値計算の結果を示す。彗星は放物線軌道（力学エネルギーは零）を最初持つとしている。A, B とあるのは、A は $0 < i < 9^\circ$, $4 < q < 6$ AU のもの、B とあるのは傾斜角 i が 0 から 180° まで一様に（ただし $\sin i$ の重みをもって）分布させたグループを示す。周回数と、生き残っている彗星との関係は綺麗な $N^{-1/2}$ 法則に従っていることが見てとれる。

この結果はしかし惑星による摂動が確率変数であることによって解析的に求めることができる。そのさい比例の定数も正確に得られる。 N 周回後の太陽系残存確率を P_N とすると

$$P_N \approx (\pi N)^{-1/2}$$

である。

一方周回数 N のあとで残っている彗星の軌道周期 P はどうなるか。あるいは $1/a$ の平均値はどうなるか、この問題も解析的に解を得ることができて、その結果は

$$\begin{aligned} (\bar{1/a}) &= \sigma((\delta(1/a)))(N\pi/2)^{1/2} \\ &\approx (N\pi/2)^{1/2}/1500 \text{ AU}^{-1} \end{aligned}$$

と書ける。平均周期はこれからケプラー法則によって求められる。

6. 力学進化と観測データ

上に示した結果によれば、惑星摂動によって彗星の軌道は放物軌道から短周期へと進化して行く。周回数 N

の増加とともに、短周期へ進むのであるから、もしこの予測が正しいとすれば、他の観測データとの間に整合性が見られなければならない。彗星はガスやダストを放出して崩壊して行くから、周期の短いものほど暗いはずであり、しかも明るさの差は力学進化と矛盾のないものでなければならない。

いま彗星核を半径 R の氷を主成分とする氷と考えると、核半径の一周ごとの変化 δR は

$$\begin{aligned} \delta R &= 4 \text{ m} & A \text{ (アルベード)} &= 0 \\ &\simeq 4 \text{ m} & A &= 0.02 \\ &\simeq 1.2 \text{ m} & A &= 0.7 \end{aligned}$$

で与えられる。一方、放物軌道から周期 32~1000 年前後の軌道への進化には $N \simeq 700$ 周回ぐらいを必要とすることが、力学進化の理論から導かれる。他方、放物軌道の彗星と、問題にしている中周期を持つ彗星の絶対等級の差は長谷川一郎が調べたところでは 1.6 等である。このことをもとに、放物彗星の核半径を求めると 5.4 km ($A=0.02$), 1.6 km ($A=0.7$) となる。他方観測された双曲彗星の核半径はつぎのような値をもつ。

彗星	核半径	
	$A=0.02$	$A=0.7$
1962 II	10.1 km	1.7 km
1960 I	6.5	1.1
1964 IV	8.5	1.4
1961 V	2.0	0.3

このようにして求められた核半径と観測されたものの値にはおおよその一致が認められる。 δR は現実には近日点距離の関数であるし、また周期 32~1000 年前後の彗星とはいっても、そこまで進化する必要周回数も大きな統計的かたよりのあることを考えれば、この一致は満足のできるものと考えねばならない。

最後に、本当の意味での短周期彗星（例えばエンケ）について触れておきたい。ハレー彗星の軌道周期は 76 年を平均として、過去 30 回もほぼこの値を中心とした変化があるのみで、一方的な変化はしていない。これは木星との間にある通約関係ができ上がってしまっているためである。このようなものや、エンケ彗星などについては、木星や土星との相対的配位がもはや任意となることができず、したがって摂動も確率変数によっては置き換えられない。そのためこのような彗星については、力学進化の理論を適用することはできない。

7. $1/a$ の分布の進化

$1/a$ の平均値が周回数とともにどのように変化するか

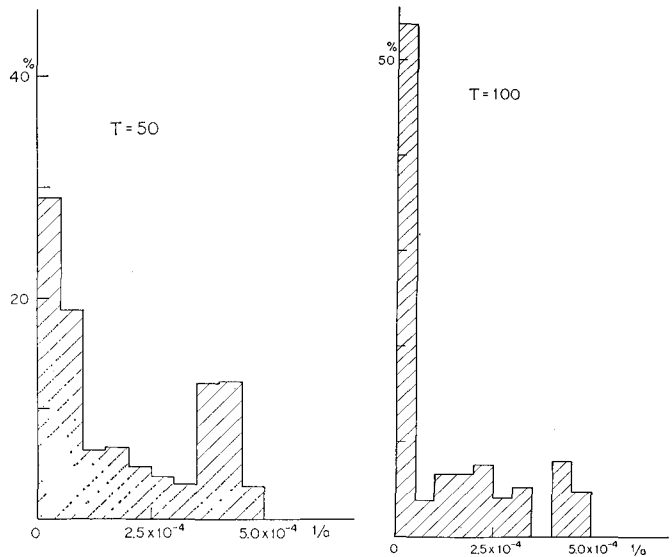


図 5 $1/a$ の分布の進化。時間の 1 単位は 58,000 年。

については 5 節で見た通りである。すなわち、長周期から短周期への進化が起こる。一方惑星摂動によって太陽系に属する彗星の個数は変化する。しかしこれは実はあまり彗星の起源を議論する上であまり役立たない。一体何個の彗星ができるのか、絶対数は知り得ないからである。しかしもし $1/a$ の分布の形が時間とともに変化するのであれば、現在の分布の形は何年位で得られるかが分かり、そのことから、彗星起源についての重要な手がかりが得られることになる。

ある時期に多数の彗星が太陽系に投入されたとしよう。初期の軌道（エネルギー）はどのようなものであってもよい。 $a \simeq 10^4$ AU がそれ以上の楕円であってもよいし、わずかに双曲線であってもよい。惑星摂動によって太陽系外へと放出されず、残っているものについて考えると、その絶対数は時間とともに減少するが、 $1/a$ の分布も時間とともに変化して行く。ここに示すのはこの分布の変化の様相である。

時が経つにつれ、 $1/a=0$ の近くにピークが現れてくるようになる。1 単位が 58,000 年であることを考えると、約 600 万年後には、現在観測される $1/a$ の分布と同じものができ上がってくる。さらに時間が経てば、このピークはもっとすどいものになる。このことは何を意味しているかといえば、現在の $1/a$ の分布は惑星摂動がもたらしたものだと考えてよいこと、また $1/a$ の分布は必ずしも定常的と考えられないことを意味している。ある時期に彗星が太陽系に投入され、600 万年も経てばオールトの彗星雲ができ上がるのである。したがってオールトの彗星雲を一時的現象と考えることも可能なのである。 $1/a$ の分布を定常的なものと解釈するか、あるいは

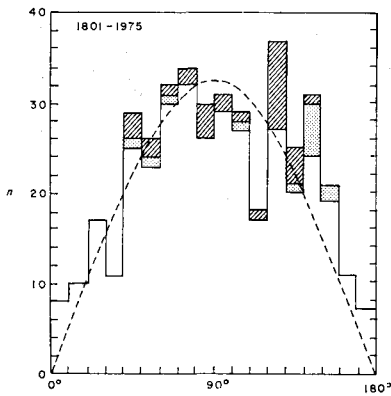


図 6 長周期彗星の軌道傾斜角 i の分布。斜線のものは太陽運動の方向から近日点が 30° 以内にあるもの、点線の部分は銀河面内に近日点を持つもの。

一時的現象と解釈するかによって彗星像は大きく異ってくる。前者をとれば、彗星雲は太陽系形成時から太陽系に属していることになるし、後者と解釈すれば彗星はごく最近に太陽系に補獲されたものとなる。 $1/a$ の分布が定常的と考えられるかどうかについては、後の節で詳しく議論することにしよう。

8. 彗星軌道の分布

軌道の黄道面に対する幾何学的配位を定めるのは、傾斜角である。短周期彗星についていえば、殆んどが黄道面に近い軌道面を持ち、著名な例外としてはハレー彗星があるのみだ。また順行運動がほとんどである。一方長周期彗星についていえば、 i は 0 から 180° までいろいろな値をとる。

さて図 6 に i のヒストグラム分布を示してある。まずこれから、 i の分布は正弦曲線に近いことが見てとれる。さらに $i=135^\circ$ 附近にかなり大きなずれがあるが、これは特殊な彗星群であって、まず i は正弦分布をしていると見做してよい。順行も逆行もほぼ同数存在する。

さて惑星摂動のところで触れたように、摂動は順行軌道を持つ彗星に対して大きい。このことはもし順行・逆行回数個の彗星が供給されると、順行彗星の方が早く放出され、残る個数は少なくなる等である。これは観測データと異なる。この問題に対するクは恒星摂動にあることが分かってきた。恒星摂動を受けると、近日点距離 q

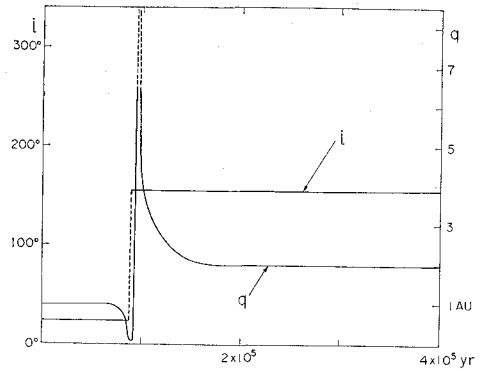


図 7.1 恒星摂動による i 、 q の変化の 1 例。 q が零になるところで、順行から逆行軌道への遷移がおこる。カウエル法による精密な数値計算に基づく。

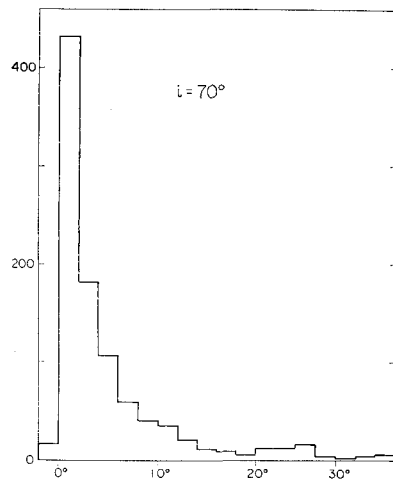


図 7.2 恒星摂動による傾斜角 i の変化の分布の 1 例。初期の $i=70^\circ$ 。順行から逆行への変化があることに注意。

が大きく変化するだけでなく、傾斜角 i も大きい変化を受ける。このためもともと順行であったものが逆行となり、逆行であったものが順行となる。要するに遠日点に近いところで、混ぜ合わせが起きているのである。このため、 i の分布そのものは彗星の起源を考える上で、重要な手がかりを与えてくれない。

なお彗星全般についても長谷川一郎氏より日頃貴重な御意見を賜っている。ここに感謝の意を表わしたい。

お 知 ら せ

日本学術会議だより

去る 7 月 22 日に発足した第 13 期日本学術会議では従来の活動を根本的に見直して活性化しようと、秋の総会

(10 月 23 日～25 日) までに活動計画を立てることになっている。全会員の意見が、アンケートや部会 (9 月 24 日) を通して集約されるが、もとより研連や全国研究者の意見が反映することが望ましいので、第 13 期学術会議が基本方針及び重要課題として取り組むべきと思われる事項並びにその具体的取り組み方法についてご意見